Аналогично (11) приобретает вид

$$\begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{l}_x \\ \dot{l}_y \\ \dot{l}_z \end{pmatrix} + Q \begin{pmatrix} q\zeta - r\xi \\ r\xi - p\zeta \\ p\eta - q\xi \end{pmatrix} + Q \begin{pmatrix} \dot{\xi} \\ \dot{\eta} \\ \dot{\zeta} \end{pmatrix} \tag{4.19}$$

и так далее.

Следующим этапом для нас будет

ДИНАМИЧЕСКОЕ СОПОСТАВЛЕНИЕ СИСТЕМ ОТСЧЕТА.

Систему координат $Oxyz$ будем считать инерциальной, т. е. примем, что материальная точка, не подвергающаяся никаким воздействиям, двигается в этой системе координат с нулевым ускорением. Это — допущение, которое на практике можно проверить лишь с точностью, присущей принятому способу измерений и в рамках, определяемых нашим умением распознавать воздействия. Коль скоро воздействия описаны (в рамках некоторой модели или сочетания моделей), мы можем дать выражения для силы, действующей на точку, и выписать уравнение движения

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}(\dot{\mathbf{r}}, \mathbf{r}, t).$$

Посмотрим, какой вид примет это уравнение, если мы перейдем в подвижную систему координат $A\xi\eta\zeta$. Во-первых, мы должны разложить вектор $\mathbf{F}$ по векторам $\mathbf{e}_\xi$, $\mathbf{e}_\eta$, $\mathbf{e}_\zeta$ и в выражении его сделать подстановку, выражая $(\dot{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) = (\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, x, y, z)$ через $(\dot{\boldsymbol{\varrho}}, \boldsymbol{\varrho}) = (\dot{\xi}, \dot{\eta}, \dot{\zeta}, \xi, \eta, \zeta)$ по формулам (18) и (19). Во-вторых, мы должны заменить вектор $\ddot{\mathbf{r}}$ его представлением по формуле сложения ускорений. В результате придем к

$$m\frac{\delta^2\boldsymbol{\rho}}{\delta t^2} + m(\mathbf{a}_{\text{пер}} + \mathbf{a}_{\text{кор}}) = \mathbf{F}^*(\dot{\boldsymbol{\rho}}, \boldsymbol{\rho}, t).$$

Если мы уберем внешние воздействия, т. е. обратим силу $\mathbf{F}$ в нуль, то получим, что в подвижной системе координат ускорение при этом вовсе не обязано быть равным нулю, т. е. подвижная система отсчета, вообще говоря, не является инерциальной. Тот факт, что

$$m\frac{\delta^2\boldsymbol{\rho}}{\delta t^2} \neq \mathbf{F}^*(\dot{\boldsymbol{\rho}}, \boldsymbol{\rho}, t),$$

означает попросту, что закон Ньютона в подвижной системе координат места не имеет. С тем, чтобы все-таки сохранить его, примем, что после замены системы отсчета на точку начинают действовать

$$\textbf{силы инерции} \begin{cases} \boldsymbol{\Phi}_{\text{пер}} = -m\mathbf{a}_{\text{пер}}, \\ \boldsymbol{\Phi}_{\text{кор}} = -m\mathbf{a}_{\text{кор}}, \end{cases}$$

называемые соответственно переносной и кориолисовой. Теперь

$$m\frac{\delta^2\boldsymbol{\rho}}{\delta t^2} = \mathbf{F}^* + \boldsymbol{\Phi}_{\text{пер}} + \boldsymbol{\Phi}_{\text{кор}}. \tag{4.20}$$